

MICHAŁ LAWINA

MOŻLIWOŚCI KONSTRUKCJI
DWUSTOPNIOWEGO MŁOTKA DO URABIANIA

Streszczenie: W pracy przyjęto za miarę odrzutu, z jakim narzędzie działa na trzymające je ręce, tę część energii napędu, która jest przejęta przez mięśnie człowieka. W pracy omawia się wielkość tej energii przy istniejących konstrukcjach młotka elektrycznego, w których siła wymuszająca działa na bijak, następnie rozważa się możliwości zmniejszenia tej energii przez zastosowanie młotka, w którym siła wymuszająca działa na korpus z tzw. drugą częstotliwością parcjalaną.

Po wstępie, w którym opisano narzędzie jako układ drgający o jednym stopniu swobody i obliczono energię wprowadzoną do układu, rozważa się w części drugiej nieharmoniczny ruch bijaka wskutek zderzeń z grottem. Równanie jego ruchu wyznaczano przy użyciu dwu charakterystycznych współczynników k i ε , z których pierwszy określa tę część energii bijaka, która nie idzie na pracę urabiania wskutek sprężystego uderzenia, drugi zaś - fazę pomiędzy wymuszeniem a odskakującym bijakiem, co jest w pewnej mierze wyrazem urabialności materiału. Następnie podano wyrażenia i wykresy (o charakterze tylko poglądowym) na energię włożoną w bijak, a stąd - przy użyciu zasady ruchu środka masy - na energię przekazaną na ręce.

W części trzeciej wprowadzono równania ruchu mas korpusu i bijaka, traktując całość jako układ o dwu stopniach swobody. I tu wprowadzono współczynniki k i ε . Siła wymuszająca działa na kor-

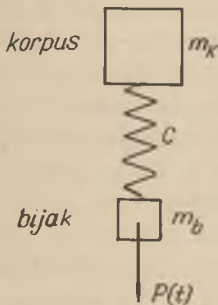
pus i ma częstość parcjalaną masy bijaka, całość pracuje więc na zasadzie dwustopniowego tłumika dynamicznego. Podobnie jak dla rozwiązania jednostopniowego obliczono tu energię przekazaną na bijak i korpus.

Część czwarta daje porównanie obu rozwiązań: istniejącego i omawianego, pod względem dynamiki i właściwości konstrukcyjnych. Z porównania wynika, że omawiane rozwiązanie jest pod kilkoma względami doskonalsze.

We wnioskach końcowych podane jest uzasadnienie celowości przeprowadzania prób nad nową konstrukcją oraz wskazane są możliwości dalszego udoskonalenia młotka.

1. Wstęp

Młotek składa się w zasadzie z dwu mas: korpusu m_k i bijaka m_b , sprzężonych sprężystością; jest więc układem o dwu stopniach swobody, którego schemat przedstawić można jak na rys.1. Na masę m_b działa okresowa siła wymuszająca, która w przypadku wirującej odśrodkowo masy daje sinusoidalny efekt wymuszenia.



Rys.1. Młotek jako układ drgający o dwu stopniach swobody. Wymuszenie na bijaku

Zasadniczym tematem niniejszej pracy jest wyznaczenie energii, jaka ze źródła napędu z konieczności musi być przekazana na ręce usiłujące unieruchomić korpus narzędzia. Obliczenia są uproszczone, oparte na znanej teorii drgań harmonicznyc. Ten wydatek energii najprościej obliczyć przy biegu luzem, a więc wtedy, kiedy teoretycznie obie masy wykonują ruchy harmoniczne. Praktycznie masa m_k jest hamowana przez ręce, co k z kolei wywiera wpływ na ruch masy m_b .

Pierwsze uproszczenie, jakie wprowadzimy w nasze rozważania, będzie polegało na tym, że pominiemy ów zwrotny wpływ, jaki wy-

wiera na ruch bijaka hamowanie korpusu. Jest to o tyle dopuszczalne, że ruch bijaka jest wymuszony daleko silniejszym działaniem napędu. Rozważymy więc wstępnie sprężynę i bijak jako układ o jednym stopniu swobody, drgający harmonicznym, tłumiony o tyle, że przy pewnej amplitudzie ustala się całkowity zasób energii układu. Drgania odbywają się w rezonansie, obie więc pulsacje (częstości kołowe): wymuszenia i własne są sobie równe i, wynoszą p . Nie uwzględniamy jednak tak wyraźnego działania tłumienia, aby wywołało ono jakąś fazę między wychyleniem a siłą wymuszającą - obie przebiegają synchronicznie. Przy biegu luzem przebieg więc wymuszenia opisany będzie równaniem:

$$P(t) = P_0 \sin pt, \quad (1)$$

a przebieg wychylenia:

$$x = x_0 \sin pt. \quad (2)$$

Energia dostarczona bijakowi przez napęd w dowolnym czasie t wynosi

$$A = \int_0^t P dx = P_0 x_0 p \int_0^t \sin pt \cos pt dt, \quad (3)$$

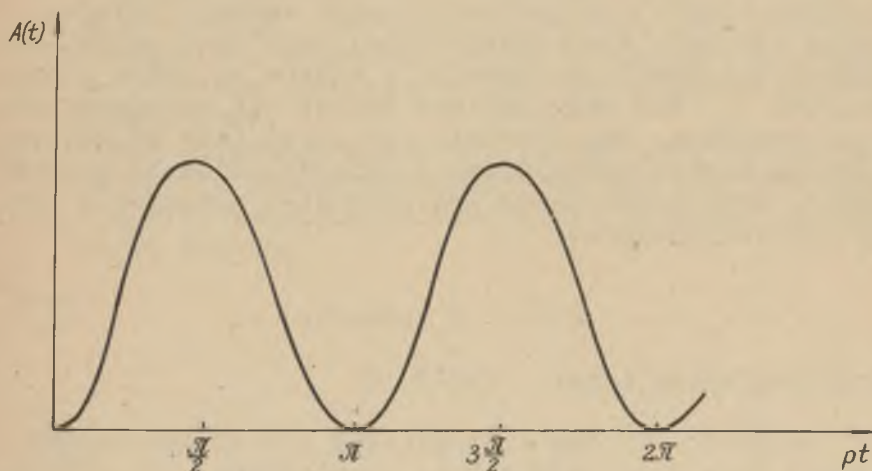
czyli w danym przypadku wynosi

$$A = \frac{P_0 x_0}{2} \sin^2 pt.$$

Przebieg łącznego wydatku energii w zależności od kąta obrotu masy napędowej, albo słuszniej: obrotu "wektora wychylenia", przedstawia zbudowany na podstawie zależności (3) wykres na rys.2.

Jak widać, praca wykonana przez napęd jest po każdym pełnym okresie (a nawet połowie okresu) równa zero. Podobne ruchy harmoniczne wykonuje też korpus narzędzia, są to jednak ruchy o tyle powolniejsze, o ile masa korpusu jest większa od masy bijaka, to ostatecznie wynika z zasady zachowania ilości ruchu. Odrzutu korpusu nie uwzględniamy przy biegu luzem, jest on mały w porównaniu z odrzutem, jaki wyniknie podczas pracy narzędzia, kiedy

bijak w momentach maksymalnej prędkości uderza w obciążony grot. Zajmiemy się obecnie tym przypadkiem.



Rys.2. Wydatek energii na napęd bijaka przy biegu luzem

2. Praca narzędzia o bijaku napędzanym z częstością rezonansową

Ruch takiego układu opiszemy ciągle jeszcze sposobem uproszczonym rozpatrując naprzód drgania wymuszone bijaka, jako układu o jednym stopniu swobody, a następnie uwzględniając jego działanie na masę korpusu na zasadzie ruchu środka masy (względnie: zachowania ilości ruchu). Istotną nowością będzie tu jednak fakt, że ruch bijaka jest w połowie okresu harmoniczny, w drugiej zaś połowie bijak pozostaje (prawie) nieruchomy.

Na ruch bijaka mają wpływ dwa współczynniki: k i ε , zdefiniowane następująco:

Bijak uderza w czasie pracy w grot z prędkością v_1 , odskakuje zaś z prędkością v_2 . Współczynnik k określa stosunek obu tych prędkości:

$$k = \frac{v_2}{v_1}, \quad (4)$$

czyli liczba k^2 określa, jaka część energii kinetycznej bijaka nie idzie na urabianie, ale wraca do bijaka wskutek sprężystości grota i podłoża.

Ważny jest dalej dla określenia ruchu moment, w którym bijak odskakuje od podłoża. Ogólnie trzeba przyjąć, że dzieje się to, zanim masa wymuszająca przejdzie przez położenie zerowe (tj. odpowiadające sile napędowej prostopadłej do osi wychyleń).

Współczynnik ε niech oznacza właśnie fazę, o jaką bijak wyprzedza siłę wymuszającą. Przy pulsacji wymuszenia p czas wyprzedzenia wynosi więc $\frac{\varepsilon}{p}$.

Współczynniki k i ε są w pewien niewątpliwy sposób uzależnione od sprężystości i urabialności podłoża. Próby ich wyznaczania na drodze teoretycznej lub doświadczalnej - nie mieszczą się w ramach tej pracy.

Równanie ruchu bijaka w pierwszej połowie okresu, znów z pominięciem sił tłumienia, ma postać:

$$m\ddot{x} + cx = P_0 \sin pt. \quad (5)$$

Całką tego równania są dwa nakładające się na siebie ruchy: drgań swobodnych i wymuszonych, czyli

$$x = x_0 \sin (pt + \varphi) + \frac{P_0}{c - mp^2} \sin pt. \quad (6)$$

W obu przypadkach przyjęto tę samą pulsację p , bo bijak pracuje w rezonansie. Ze względu jednak na uderzeniowe zakłócanie ruchu bijaka nie można przyjmować zależności

$$p = \sqrt{\frac{c}{m}}$$

i dlatego drugi wyraz prawej strony równania (6) nie osiąga nieskończenie wielkich wartości. Pomiedzy siłą wymuszenia a wychyleniem swobodnym przyjęto ogólnie pewną fazę φ , która wynika z faktu, że współczynniki k i ε działają, są one różne od zera. W równaniu (6) nie można pominąć zanikających zazwyczaj drgań swobodnych, bo one wskutek uderzenia odradzają się w każdym okresie. Stałe x_0 i φ należy wyznaczyć z następujących dwu warunków początkowych:

a. Jeżeli czas mierzymy od chwili przejścia siły wymuszającej przez położenie zerowe, wtedy prędkość uderzenia w grot jest k razy większa od prędkości bijaka w chwili, kiedy wymuszenie znajduje się o kąt ε przed położeniem zerowym.

Daje to warunek:

$$x\left(t = \frac{T}{2}\right) = k \dot{x}\left(t = -\frac{\varepsilon}{p}\right).$$

Po wstawieniu tego warunku do równania (6) i uwzględnieniu zależności

$$T = \frac{2\pi}{p}$$

otrzymamy pierwszy warunek początkowy w postaci:

$$x_0 \left[K \cos(\varphi - \varepsilon) + \cos \varphi \right] = - \frac{P_0}{c - mp} (1 + \cos \varepsilon). \quad (a)$$

b. Drugi warunek początkowy najprościej przyjąć przez określenie wychylenia bijaka w chwili początkowej, to jest w chwili przejścia siły wymuszającej przez położenie zerowe. Jeżeli ruch bijaka rozpoczął się w chwili poprzedzającej o $\frac{\varepsilon}{p}$, moment uważany za początkowy, i jeżeli odbywa się z prędkością k razy mniejszą niż w chwili uderzenia w grot, otrzymamy szukane wychylenie jako iloczyn prędkości i czasu, a więc:

$$x(t = 0) = \frac{\varepsilon}{p} \cdot \frac{1}{k} x\left(t = \frac{T}{2}\right).$$

Jest to warunek o tyle przybliżony, że ruch bijaka w owym momencie nie jest w zasadzie jednostajny.

Warunek ten wstawiony do równania (6) daje związek:

$$x_0 \sin \varphi = - \frac{\varepsilon}{k} \left(x_0 \cos \varphi + \frac{P_0}{c - mp} \right). \quad (b)$$

Warunki (a) i (b) dają po dość żmudnych przeliczeniach następujące wartości na stałe całkowania:

$$x_0 = \frac{P_0 \varepsilon}{c - mp^2} \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{k-1}{k}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}}{(1-k)^2 \operatorname{tg} \varphi - \varepsilon}, \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\varepsilon \cos \varepsilon}{\varepsilon \sin \varepsilon + \cos \varepsilon + 1}. \quad (8)$$

Tak więc równania (6), (7) i (8) razem określają ruch bijaka w okresie, kiedy nie styka się z grottem. Jak widać, ruch ten zależy od parametrów k i ε . Równania te pozwolą nam obecnie obliczyć pracę włożoną w układ w tym okresie, a więc energię kinetyczną udzieloną przez napęd bijakowi.

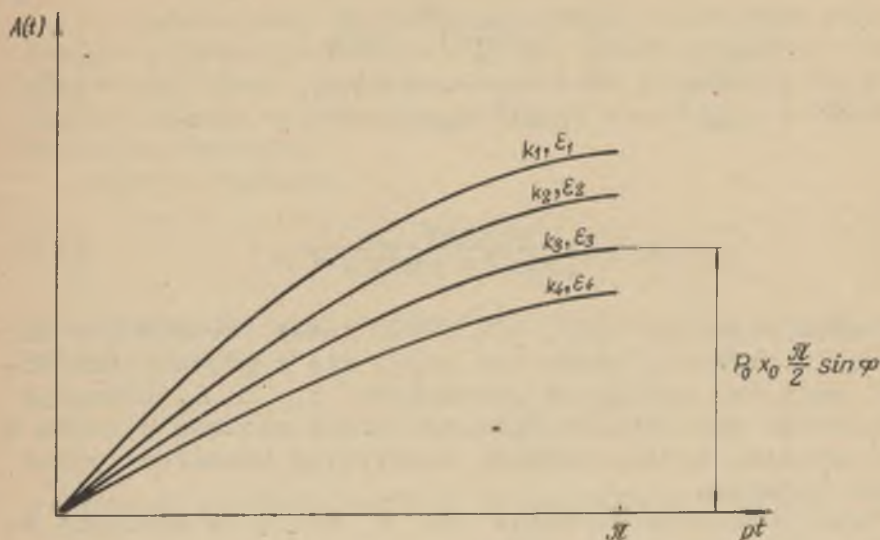
Praca wykonana w czasie od 0 do t w analogii do wzoru (3) wyrazi się całką:

$$A(t) = P_0 x_0 p \int_0^t \sin pt \cos(pt + \varphi) dt + \frac{P_0^2 p}{c - mp^2} \int_0^t \sin pt \cos ptdt$$

tj. iloczynem z siły wymuszającej i przyrostu wychylenia (6). Występujące tam wielkości x_0 i φ określone są wzorami (7) i (8). Po scałkowaniu ostatniego wyrażenia otrzymamy:

$$A(t) = P_0 x_0 p \left(\frac{\sin^2 pt}{2} - \frac{pt}{2} \sin \varphi + \frac{\sin \varphi}{4} \sin 2pt \right) + \frac{P_0^2}{c - mp^2} \frac{1 - \cos 2pt}{4} \quad (9)$$

Charakterystyczna jest tu zależność włożonej energii od współczynników ε i k . Ponieważ w okresach $\pi < pt < 2\pi$ albo ogólnie $(2n + 1)\pi < pt < (n+2)2\pi$, ($n = 0, 1, 2, \dots$) nie ma wychylenia bijaka pomijając krótki okres $\frac{\varepsilon}{p}$ po odskoczeniu - wykres energii włożonej w zależności od czasu przedstawia krzywą nieciągłą (rys.3); właściwie zaś gromadę krzywych w zależności od wartości współczynników k i ε .



Rys.3. Wydatek energii na napęd bijaka przy pracy

Zakładając w równaniu (9) $pt = \pi$, otrzymamy pracę jednego okresu równą:

$$A = P_0 x_0 \frac{\pi}{2} \sin \varphi \quad (10)$$

Wzór ostatni, dzięki temu że zawiera wielkości x_0 i φ , może być podstawą do dyskusji przy użyciu wzorów (7) i (8) nad najkorzystniejszymi wartościami współczynników k i ϵ . Nie to jednak uczynimy przedmiotem naszych rozważań, ale, jak zaznaczono na wstępie, pracę oddaną na korpus i ręce.

Praca (10) w swojej przeważającej części przedstawia energię oddaną na urabianie. Ponieważ jednak założenie jednego stopnia swobody było tylko przybliżeniem, trzeba wziąć pod uwagę fakt, że ruchowi bijaka towarzyszy ruch korpusu hamowany przez ręce, zwłaszcza w okresie stykania się bijaka z grotem. W ten sposób pewna część pracy (10) - oznaczymy ją funkcją $A_0(t)$ - oddana zostaje na ręce.

Zajmiemy się jej wyznaczeniem.

Miarą wykonanej pracy, a więc energii włożonej w układ jest w momencie uderzenia energia kinetyczna bijaka, wte-

dy bowiem sprężyna jest nie napięta i nie ma energii po tencjalnej. Natomiast przyjęcie takie w każdym dowolnym wychyleniu obarczone jest większym lub mniejszym błędem w zależności od wielkości wychylenia i wzajemnego stosunku sprężystości i masy układu (a więc częstości własnej). Przyjmijmy to założenie, zwłaszcza, że głównie idzie nam o moment uderzenia. Z postulatu zachowania ilości ruchu wynika, że prędkości: bijaka v_b i korpusu v_k układają się w ten sposób, aby spełnione było równanie:

$$m_b v_b - m_k v_k = 0. \quad (11)$$

Wzajemny więc stosunek prędkości jest równy odwrotnemu stosunkowi mas. Energie kinetyczne: bijaka i korpusu, jako proporcjonalne do iloczynu mas i kwadratów prędkości, rozłożą się znów odwrotnie proporcjonalnie do mas.

Wykres więc przebiegu pracy włożonej w korpus (rys.4) zbudować można na podstawie analogicznego wykresu dla bijaka (rys.3), przez pomnożenie jego rzędnych przez stosunek $\frac{m_b}{m_k}$:

$$A_0(t) \approx \frac{m_b}{m_k} A(t). \quad (12)$$



Rys.4. Wydatek energii na korpus narzędzia (energia odrzutu)

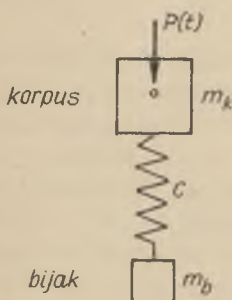
Stosunek $\frac{m_b}{m_k}$ nie przedstawia się zbyt korzystnie w rozwiązaniu, w którym mechanizm napędowy znajduje się na bijaku. Dlatego wydatek energii oddanej na ręce, czyli energia odrzutu jest dość znaczna.

Prócz tego w części wykresu: $\pi < pt < 2\pi$ na rys.4 zaznaczono liniami przerywanymi wydatek energii w połowie okresu, kiedy bijak styka się z grotem. Istnienie tych linii nie wynika z powyżej podanych wyliczeń, przedstawiają one jednak rzeczywistą stratę energii, opisane będą w rozdziale 3.

Razem więc na jeden obrót przypada dość spora część energii straconej na udrzut. W następnych rozdziałach, w drugiej części pracy, rozważane będą możliwości zmniejszenia tych strat drogą zmiany konstrukcji narzędzia i przejścia z częstości rezonansowych na parcjalne.

3. Praca narzędzia o korpusie napędzanym z częstością parcjalną

Proponowana tutaj konstrukcja narzędzia ma schemat przedstawiony na rys.5, różniący się od schematu z rysunku 1 tylko tym, że napędzana jest masa korpusu. W rzeczywistości jednak różnica ta sięga dalej. W samym swoim założeniu jest to narzędzie mające charakter tylko układu o dwu stopniach swobody; uproszczenie sprawy przez założenie jednego stopnia swobody jest tu w ogóle niemożliwe. Dlatego w dalszych wywodach młotek o napędzanym korpusie będziemy w odróżnieniu od młotka o napędzanym bijaku nazywać krótko młotkiem dwustopniowym.



Rys.5. Młotek jako układ drgający o dwu stopniach swobody. Wymuszenie na korpusie

Założmy początkowo, że pulsacja wymuszenia ma bliżej nieokreśloną wartość p . Wtedy, równania ruchu obu mas są następujące:

$$m_k \ddot{x}_k + c(x_k - x_b) = P_0 \sin pt, \quad (13)$$

$$m_b \ddot{x}_b + c(x_b - x_k) = 0,$$

gdzie x_k , x_b są odpowiednio wychyleniami korpusu i bijaka, a funkcja wymuszająca $P_0 \sin pt$ pochodzi podobnie jak poprzednio od wirującej ośrodkowo masy, tym razem jednak założyskowanej w korpusie.

Ze względu na to, że ruch bijaka jest podobnie jak poprzednio przerywany, obecnie zaś interesuje nas ruch korpusu w okresie spoczynku bijaka, należy przeto całkowanie i dyskusję równań (13) rozbić na dwie fazy.

a) Bijak w ruchu

Nie zachodzi potrzeba wywodzenia całkowania równań (13); wystarczy powołać się na podane w bibliografii dzieło F. Söchtinga, które może być uważane za podstawę do wszystkich użytych w tej pracy obliczeń. Całkami równań (13) są związki:

$$x_k = x_0 \sin(\omega t + \varphi) + \frac{c - m_b p^2}{m_k m_b p^3 (p^2 - \omega^2)} P_0 \sin pt. \quad (14)$$

$$x_b = -\frac{m_k}{m_b} x_0 \sin(\omega t + \varphi) + \frac{c}{m_k m_b p^2 (p^2 - \omega^2)} P_0 \sin pt.$$

W równaniach tych ω określa jedną z dwu pulsacji własnych odpowiadającą przeciwbieżnemu ruchowi obu mas, co jest w warunkach pracy takiego narzędzia jedynym realnym przypadkiem. Określa ją związek:

$$\omega = \sqrt{\frac{c(m_k + m_b)}{m_k m_b}} \quad (15)$$

Równania (14) znów przedstawiają nakładające się wzajemnie drgania wymuszone i swobodne; tych ostatnich znowu nie można pominąć, bo są wywoływane przy każdym uderzeniu od nowa. Wyrazem ich zależności od przebiegu uderze-

nia są stałe całkowania x_0 i φ , wyznaczalne z warunków początkowych.

Jako pierwszy uzyskać tu można warunek początkowy (b) stosując go do masy bijaka, który wykonuje ruch analogiczny do poprzednio rozważanego w młotku jednostopniowym, tj. opisanego równaniem (6). Różnica polega jednak na tym, że obecnie siła wymuszająca nie działa na masę bijaka; nie znaczy to oczywiście, aby ruch jego był swobodny, siła jednak wymuszająca będzie miała wpływ na amplitudę, nie na fazę ruchu. Zakładając więc w warunku (b) $P_0 = 0$ otrzymamy obecnie aktualny warunek:

$$x_0 \sin \varphi = - \frac{\varepsilon}{k} x_0 \cos \varphi,$$

skąd:

$$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{\varepsilon}{k}. \quad (\text{c})$$

Drugi warunek początkowy zbudować można podobnie do poprzedniego warunku (c). Otrzymamy w zastosowaniu do omawianego obecnie układu

$$x_b(t=0) = \frac{\varepsilon}{\omega} \frac{1}{k} x_b(t = \frac{T}{2}).$$

Stosując ten warunek do drugiego z równań (14) i podstawiając $\frac{T}{2} = \frac{\pi}{\omega}$ otrzymujemy związek dla obliczenia x_0 :

$$x_0 \frac{m_k}{m_b} \left(\sin \varphi + \frac{\varepsilon}{k} \cos \varphi \right) = - \frac{\varepsilon p}{k \omega} \cdot \frac{c}{m_k m_b p^2 (p^2 - \omega^2)} P_0 p \cos \frac{\pi p}{\omega}. \quad (\text{d})$$

Wzory (14), (c) i (d) mogą być teraz podstawą do obliczenia pracy wykonanej przez siłę wymuszającą na masie m_k . Można jednak od razu ustawić warunek na pulsację p taką, aby praca ta była równa zero. W tym celu w pierwszym z równań (14) należy założyć $x_k = 0$ i wyliczyć z tego warunku pulsację p . Oczywiście wątpliwe jest, aby p wypadło stałe, skoro w równaniu występują funkcje czasu. W przybliżeniu jednak zachodzi ten przypadek. W porówna-

niu z członem równania, określającym drgania swobodne, dominującą rolę odgrywa człon drugi, przedstawiający drgania wymuszone. Warunkiem zerowania się tych wychyleń jest jak widać z równania (14),

$$c - m_b p^2 = 0 \quad p = \sqrt{\frac{c}{m_b}}. \quad (16)$$

Jeżeli więc pulsacja wymuszenia będzie równa tzw. częstości parcjnalnej bijaka, wtedy z wystarczającym przybliżeniem otrzymamy zerowe wychylenia masy korpusu, zatem nie zajdzie odrzut. Jest to jednak ważne tylko w tej połowie okresu, w której bijak jest w ruchu.

b) bijak nieruchomy.

W okresie, kiedy bijak styka się z grotom, należy w równaniach (14) założyć $x_b = 0$. Pozostaje do zbadania tylko ruch korpusu wyrażający się równaniem:

$$m_k \ddot{x}_k + c x_k = P_0 \sin pt. \quad (17)$$

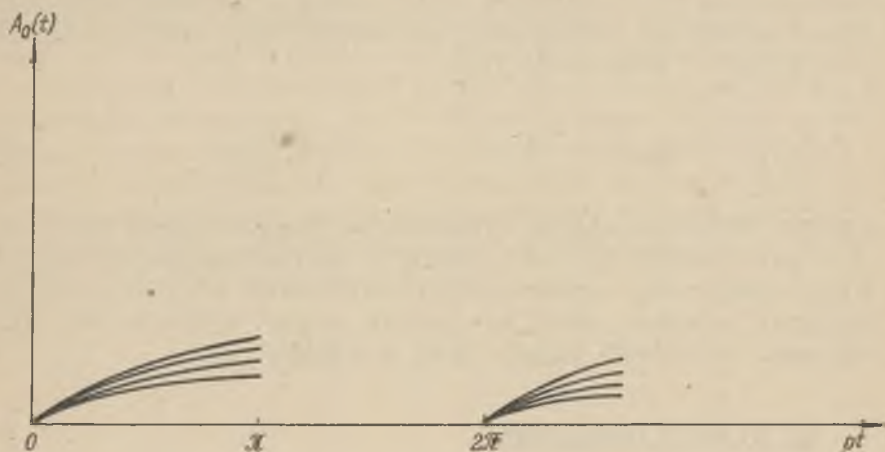
Wobec zupełnej analogii tego równania do równania (6) całką jego będzie:

$$x_k = A \sin (\omega t + \varphi) + \frac{P_0}{c - m_k p^2} \sin pt, \quad (18)$$

gdzie p jest określone wzorem (16) jako częstość parcjalna.

Jeśli chodzi o równanie (18), to możemy pominąć wyznaczenie stałych całkowania A i φ , oraz określenie wydatku energii $A_0(t)$ - jeżeli zważymy, że zgodnie z zasadą ruchu środka masy obecnie korpus drga analogicznie do poprzednio omówionego jednostopniowego bijaka. Wychylenia jednak korpusu będą mniejsze w stosunku $\frac{m_k}{m_b}$.

Budując więc wykres energii odrzutu dla młotka dwustopniowego (rys.6) można wprost skorzystać z rzędnych wykresu z rys.4, oczywiście przy założeniu, że w obu konstrukcjach masy korpusów i bijaków odpowiednio są sobie równe. To samo założenie przyjmujemy przy przeprowadzaniu porównania pracy i konstrukcji obu rozwiązań (rozd.4).



Rys.6. Energia odrzutu przy młotku dwustopniowym

W przedziałach $(\pi, 2\pi)$, $(3\pi, 4\pi)$ itd. nie zaznaczono na rysunku 6 krzywych wydatku energii, zgodnie z tym, że w tej fazie pracy, omówionej w punkcie a, nie zachodzi wychylenie korpusu. Wypada natomiast wyjaśnić, dlaczego krzywe takie w przedziałach $(\pi, 2\pi)$, $(3\pi, 4\pi)$ itd. występują na wykresie na rys.4.

Zauważmy, że sytuacja młotka jednostopniowego w okresie, kiedy bijak przylega do grota, jest w zasadzie ta sama, co sytuacja w tym samym okresie młotka dwustopniowego. Bez względu na to, na którą z mas działa siła wymuszająca, służy ona w jednym i drugim przypadku do napędu bijaka. Kiedy więc pęd bijaka zostaje zahamowany, pojawi się w jednym i drugim rodzaju młotka równoważny mu pęd korpusu. Dlatego wykres z rysunku 4 musi być uzupełniony w przedziałach $(\pi, 2\pi)$, $(3\pi, 4\pi)$ itd. krzywymi odrzutu korpusu, a więc krzywymi, które na rysunku 6, odnosząc się do młotka dwustopniowego, nakreślono w przedziałach $(0, \pi)$ $(2\pi, 3\pi)$, itd. Warto przy tym zaznaczyć, że w jednym i drugim przypadku w grę wchodzi te same wielkości energii bo oba układy są wymuszane z tą samą częstotliwością: $\sqrt{\frac{c}{m}}$ w przypadku młotka jednostopniowego jest to częstota rezonansowa, w przypadku zaś dwustopniowego - częstota parcjalna.

Szersze porównanie obu konstrukcji przeprowadzimy w następnym rozdziale; obecnie na podstawie rysunków 4 i 6 możemy stwierdzić, że energia odrzutu jest mniejsza przy proponowanej konstrukcji młotka o napędzie korpusu z częstością parcjalaną bijaka.

4. Porównanie obu konstrukcji

Obok siły lub energii odrzutu bardzo istotnym w teorii młotka aspektem jest związany z nią ciężar narzędzia. Dlatego wydaje się, że najszlachetniejszym założeniem do przeprowadzenia porównania pomiędzy obu omawianymi konstrukcjami jest to, że w obu konstrukcjach ciężary bijaków i korpusów są odpowiednio równe. Całkowity ciężar młotka jest, ze względu na jego przeznaczenie, ograniczony; nie można jednak zmniejszać odrzutu, zwiększając zarazem masę korpusu kosztem masy bijaka, wtedy bowiem bijak jako zbyt lekki nie gromadzi odpowiedniego zasobu energii kinetycznej. Wstępne więc założenia narzucają określone ciężary: korpusu i bijaka, które winny być te same zarówno w istniejących konstrukcjach, jak i w projektowanej.

Oczywistą, wyraźnie występującą różnicą są pewne przeobrażenia konstrukcyjne młotka dwustopniowego nad jednostopniowym. Napęd zainstalowany na nieruchomym korpusie uwalnia konstrukcję od przekładni zębatej, zmniejsza ilość łożysk, poprawia ich warunki pracy, dzięki temu, że łożyska pracują teraz bez wstrząsów i mogą być lepiej odizolowane od pyłu. Schemat młotka dwustopniowego, przedstawiony na rysunku 5, choć wybitnie uproszczony, jednak pod względem geometrycznym wiernie przedstawia rozkład mas, młotek więc dwustopniowy ma na pewno mniejsze i wygodniejsze gabaryty, w związku z czym prawdopodobnie jest łatwiejszy do wykonania.

Stwierdzono już uprzednio (rozd.3), że pod względem dynamicznym przy równych masach bijaków i korpusów - w młotku dwustopniowym otrzymujemy mniejszą energię odrzutu. Niezależnie jednak od tego stwierdzić trzeba, że "mechanizm" kompensowania siły odrzutu wydaje się w młotku dwustopniowym doskonalszy. W młotku bowiem jednostopniowym w chwili uderzenia bijaka w grot pojawia się tendencja toczenia się po sobie obu kół zębatach napędu; ażeby efekt ten dał moment przejęty przez wał napędowy, konieczne jest właśnie unieruchomienie koła napędu kosztem przeciżenia siły odrzutu. W młotku dwustopniowym występu-



ją tylko współosiowe ilości ruchu; występującą w momencie uderzenia ilość ruchu korpusu można w silnym stopniu skompensować poruszającą się w tej chwili w przeciwnym kierunku masą napędową.

Trzeba tu jednak zaznaczyć, że takie częściowe kompensowanie pędu korpusu przeciwpędem masy wirującej można też prawdopodobnie osiągnąć w młotku jednostopniowym. Przeprowadzone wyżej obliczenia, choć bardzo żmudne opierały się tylko na założeniach przybliżonych, nie uwzględniając zwłaszcza w sposób dość ścisły wzajemnego sprzężenia ruchów korpusu i bijaka. Z tych względów możliwe jest, że proponowana, teoretyczna częstość napędu $\omega = \sqrt{\frac{c}{m_b}}$ różni się w pewnym stopniu od częstości optymalnej, którą najkorzystniej byłoby uregulować na drodze doświadczalnej. Do tego samego wniosku dochodzimy też rozważając fazę pomiędzy siłą a wychyleniem. W rezonansie, jak wiadomo, siła wyprzedza wychylenie o fazę $\frac{\pi}{2}$ (o tyle, że pod nieobecność tłumienia faza ta jest zawsze równa zero). Nie mamy tu jednak do czynienia tylko z drganiami wymuszonymi, nakładają się na nie wzbudzone każdym uderzeniem drgania swobodne o fazie φ , określonej wzorem (8) lub (c). Sprawa więc fazy pomiędzy wymuszeniem i wychyleniem jest tu otwarta. Zależy od częstości wymuszenia. Ponieważ zaś odrzut korpusu regulujemy nie tylko częstością napędu lecz ewentualnie i jego fazą, prawdopodobnie zajdzie potrzeba przeprowadzenia pewnej doświadczalnej korekcji teoretycznej częstości napędu.

5. Wnioski

Główne mankamenty dotychczasowych rozwiązań dynamicznych narzędzi do urabiania: skomplikowany napęd i silny odrzut - mogą być prawdopodobnie wydatnie zmniejszone przez zainstalowanie napędu na korpusie narzędzia i odpowiedni dobór częstości (parcjalnej) wymuszenia. Niniejsza praca usiłuje na drodze teoretycznej uzasadnić celowość dalszych badań w tym kierunku, badań teoretycznych i praktycznych, w szczególności przez zbudowanie doświadczalnego prototypu.

Podkreślić natomiast należy, że tym samym wcale jeszcze nie zamknięto drogi do rozwoju konstrukcjom istniejącym, w szczególności pomysłowi napędu bijaka poprzez przekładnię. Nie wiadomo bowiem, czy bliższe badania teoretyczne

nie wykażą, że jeszcze doskonalszą pod względem kompensowania odrzutu jest konstrukcja, w której napędzany będzie zarówno korpus, jak i bijak. Jest faktem oczywistym, że nagłe zmiany pędu, jakimi są uderzenia bijaka w grot, muszą wywołać reakcje dynamiczne; można jednak przez odpowiednią konstrukcję narzędzia i zestrojenia ruchu jego części w jak największym stopniu przekazać te reakcje na źródło napędu (silnik), a nie na rękę pracującego.

Te krótkie wnioski nasuwają cały szereg problemów, które wymagają jeszcze rozwiązania na drodze teoretycznej i doświadczalnej. Z drugiej jednak strony biorąc pod uwagę powyższe wnioski wydaje się celowe prowadzenie dalszych badań.

Niniejsza praca, choć nie wyczerpuje całości zagadnienia, ma na celu zainicjowanie szerszej dyskusji w tym kierunku.

LITERATURA

F. Söchting, Berechnung mechanischer Schwingungen. Wiedeń 1951

РЕЗИМЕ

Возможности создания двухступенчатого отбойного молотка

В работе принято считать степенью отдачи, с которой инструмент воздействует на удерживающие его руки, то количество энергии, которая принимается мышцами человека. В работе рассмотрена величина этой энергии выступающая в существующих конструкциях электрических отбойных молотков, при которых возбуждающая сила действует на боёк, дискутируется возможности уменьшения этой энергии путём применения молотка, в котором возбуждающая сила переносится корпусом с так называемой парциальной частотой.

После вступления, в котором описан молоток как система подвергаемая колебаниям при одной степе-

ни свободы и рассчитали величину энергии вводимую в систему, во второй части рассматривается негармоническое движение бойка в связи со столкновениями с ударяющим элементом. Формулу его движения определили при помощи двух характеристических коэффициентов: k и ε , из которых первой определяет то количество энергии бойка, которая не используется на работу отбоя в связи с упругим ударом, второй определяет период между возбуждением и отбрасываемым бойком, что в некоторой степени является мерой отбоя материала. В дальнейшем предложены формулы и диаграммы /только визуального характера/ для определения энергии введенной в боёк а дальше, при помощи правила движения центра тяжести, для определения энергии передаваемой рукам.

В третьей части вывели формулы движения корпуса и бойка, полагая, что вся система обладает двумя степенями свободы. И в этом случае введены коэффициенты k и ε . Возбуждающая сила воздействует на корпус и обладает парциальной частотой массы бойка и следовательно всё устройство работает на основании двухступенчатого динамического амортизатора.

Точно так же как и в случае одноступенчатой конструкции здесь сосчитали тоже энергию переносимую на боёк и корпус.

Четвертая часть дает сравнение обоих решений: существующего и описываемого в отношении динамики и конструктивных свойств. Из сравнения следует, что описываемое решение в некоторых отношениях является более успешным.

Конечные выводы пытаются обосновать целесообразность проведения исследования новой конструкции.

В выводах предложены дальнейшие возможности усовершенствования молотка.

ZUSAMMENFASSUNG

Konstruktionsmöglichkeiten des elektrischen
Abbauhammers mit zwei Freiheitsgraden

Es wurde angenommen, dass als Mass des Rückstosses, der vom Abbauhammer auf die Hand ausgeübt wird, jener Teil der Antriebsenergie gilt, die von den menschlichen Muskeln aufgefangen wird. Verfasser bespricht die Grösse dieser Energie bei den üblichen Konstruktionen des elektrischen Abbauhammers, bei denen die Erregungskraft auf den Kolben wirkt. Es wird in Erwägung genommen eine Ermässigung dieser Energie durch Einführung eines Hammers in dem die Schlagkraft auf das Gehäuse mit der Resonanzfrequenz der zweiter Hauptschwingform einwirkt.

In der Einleitung wird der Abbauhammer als Einmassenschwinger beschrieben und die Energie berechnet, die dem Schwinger zugeleitet wird. Im zweiten Abschnitt wird die anharmonische Bewegung des Kolbens als Folge der Zusammenstösse mit der Bohrstange geschildert. Die Bewegungsgleichung wird mit Hilfe der Koeffizienten k und ε bestimmt, von denen der erste jenen Teil der Kolbenenergie die infolge des elastischen Aufschlags nicht bei dem Abbau verbraucht wird, berechnet, während der zweite die Phasenverschiebung zwischen Erregung und dem rückstossenden Kolben darstellt. Die letzte ist von der Materialabbaufähigkeit abhängig. Hierauf werden die Werte und Diagramme (als Schaubilder) der dem Kolben angeführten Energie angeführt, ferner, auf Grund des Prinzips der Schwerpunktsbewegung, die auf die Hand einwirkende Energie. Im dritten Abschnitt wird die Gleichung der Gehäuse- und Kolbenbewegung abgeleitet, wobei der Hammer als Schwinger mit zwei Freiheitsgraden behandelt wird. Auch hier werden die Koeffizienten k und ε eingeführt. Die Erregungskraft wirkt auf das Gehäuse mit Resonanzfrequenz des Kolbens und der ganze Hammer als Zweimassenschwinger mit dynamischem Dämpfer arbeitet. Ähnlich wie bei dem Einmassenschwinger wird hier die Energie berechnet, die auf dem Kolben und das Gehäuse übertragen wird.

Im vierten Abschnitt werden beide Lösungen und zwar im Bezug auf die Dynamik und die Konstruktionsbesonderheiten miteinander verglichen. Der Vergleich beweist, dass die betrachtete Lösung gewisse Vorteile hat.

In den Schlussfolgerungen wird die Zweckmässigkeit weiterer Versuche mit den Neukonstruktionen begründet. Die Möglichkeit weiterer Vervollkommung des Abbauhammers wird bewiesen.